

DINAMIKA PION DARI INTERAKSI PROTON– NEUTRON PADA MODEL POTENSIAL REID

R. Yosi Aprian Sari

Jurdik Fisika FMIPA UNY

ABSTRAK

Telaah teoretis interaksi sistem dua nukleon yang berupa proton dan neutron yang terikat akibat suatu potensial tak sentral $V(\vec{r})$ yang menghasilkan keadaan terikat suatu inti yang dikenal sebagai *deuteron*.

Interaksi proton dan neutron dalam model potensial Reid diperoleh melalui teori medan meson dan analisis simetri. Interaksi antara dua nukleon melalui pertukaran meson bertanggung jawab terhadap adanya ikatan inti. Model potensial Reid yang digunakan ini, memuat bagian sentral maupun tensor yang mengandung factor Yukawa, $e^{i\mu r}/r$.

Dengan menggunakan potensial Reid tipe *softcore* dan *hardcore*, diperoleh masing-masing lebar *core* adalah 0,239 fm dan 0,400 fm, serta perkiraan massa pion m_π untuk masing-masing tipe adalah sekitar 140,65 MeV/c² dan 143,93 MeV/c². Sebagai perbandingan dari data eksperimen untuk masing-masing tipe, lebar *core* adalah 0,30 untuk *softcore* dan 0,38383 fm untuk *hardcore*, serta massa pion netral adalah 134,9745 MeV/c².

Kata kunci: lebar *core*, massa pion, potensial Reid

I. Pendahuluan

A. Latar Belakang

Dalam inti, terjadi interaksi nukleon-nukleon (dua nukleon atau lebih) yang dapat berupa interaksi kuat, interaksi elektromagnetik dan interaksi lemah yang menentukan sifat-sifat atau perilaku inti.

Interaksi dua nukleon dapat berwujud interaksi proton-proton, neutron-neutron dan proton-neutron. Pada interaksi proton-neutron pada keadaan terikat menghasilkan inti baru yang disebut *deuteron*. Deuteron merupakan sistem yang hanya memiliki satu keadaan terikat. Dalam interaksinya, proton dan neutron mengalami proses yang disebut *pertukaran meson* di antara mereka. Pertukaran meson diusulkan oleh Yukawa yang dikenal sebagai *Teori Medan Meson*. Yukawa menyatakan bahwa terdapat partikel dengan besar massa antara elektron dan nukleon yang bertanggung jawab atas adanya gaya inti. Partikel tersebut dikenal sebagai *pion* (π -meson).

Menurut Yukawa, pada π -meson terjadi interaksi kuat nukleon-nukleon. Diandaikan nukleon dikelilingi oleh “awan” π -meson virtual yang secara kontinu dipancarkan dan diserap. Jika terdapat nukleon lain didekatnya, pion yang dipancarkan dapat menyeberang alih-alih kembali ke nukleon induknya. Gaya inti bersifat saling tolak-menolak pada jarak yang sangat pendek dan saling tarik-menarik pada jarak nukleon-nukleon yang agak jauh, karena jika tidak demikian, nukleon dalam inti akan menyatu [2].

B. Rumusan Masalah

1. Bagaimana memahami interaksi nukleon-nukleon, dalam hal ini berupa interaksi dua nukleon yang berwujud proton dan neutron?
2. Bagaimana massa pion dari interaksi proton – neutron pada model potensial Reid?

C. Tujuan Penelitian

1. Memahami interaksi nukleon-nukleon, dalam hal ini berupa interaksi dua nukleon yang berwujud proton dan neutron.
2. Mencari massa pion dari interaksi proton – neutron pada model potensial Reid yang timbul dari butir 1 dengan menggunakan program komputer.

D. Manfaat Penelitian

1. Mengetahui interaksi nukleon-nukleon beserta aspek yang terjadi dalam interaksi tersebut.
2. Mengetahui massa pion dari interaksi proton – neutron pada model potensial Reid.

II. Metode Penelitian

A. Teori Medan Meson

Menurut Teori Yukawa, setiap nukleon terus-menerus memancarkan dan menyerap π -meson (pion). Jika terdapat nukleon lain didekatnya, pion yang dipancarkan dapat menyeberang dan akan kembali ke nukleon induknya; transfer momentum yang menyertainya setara dengan aksi gaya.

Jika nucleon-nukleon berkesinambungan memancarkan dan menyerap pion, seolah-olah proton dan neutron tidak pernah didapatkan mempunyai massa yang lain dari massa biasanya. Hal ini terletak pada prinsip ketidakpastian. Hukum fisika hanya mengacu pada kuantitas terukur dan prinsip ketidakpastian yang membatasi ketepatan suatu kombinasi pengukuran yang dapat dilakukan. Jika nukleon terus-menerus memancarkan pion, massa nukleon tersebut tidak mengalami perubahan oleh karena nukleon tersebut menyerap pion lain yang dipancarkan oleh nukleon tetangganya. Secara *prinsip*, massa proton dan neutron yang memancarkan dan menyerap pion tidak mengalami perubahan massa [1].

Dari prinsip ketidakpastian dalam bentuk

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}, \quad (1)$$

suatu kejadian dengan sejumlah energi ΔE tak kekal tidak dilarang, asal saja selang waktu kejadian itu tidak melebihi $\hbar/2\Delta E$. Persyaratan ini dapat dipakai untuk memperkirakan massa pion.

Dari hipotesa Yukawa, dijelaskan mekanisme pertukaran pion di antara dua partikel bermuatan sebagai berikut: partikel pertama memancarkan foton. Dari hukum kekekalan energi-momentum, foton tersebut bukan merupakan foton riil, prosesnya: setiap foton mempunyai energi yang tidak berkorespondensi terhadap momentumnya (yaitu, $E = pc$), atau foton tersebut riil dengan energi yang tidak kekal dalam reaksi:

$$e_1 \rightarrow e_1 + \gamma.$$

Ketika foton diserap oleh partikel kedua dalam bentuk energi dengan proses:

$$\gamma + e_2 \rightarrow e_2$$

yang juga tidak memenuhi kekekalan energi. Pertukaran foton tersebut akan menimbulkan gaya tarik (*attractive*) atau gaya tolak (*repulsive*) di antara partikel-partikel tersebut. Pertukaran foton tersebut berasal dari pergeseran energi gangguan orde dua terhadap potensial gangguan H_1 . Pergeseran energi dari interaksi energi bebas kedua muatan e_1 dan e_2 ,

$$E_{e_1 e_2}^{(2)} = - \sum_{n \neq e_1 e_2} \frac{\langle e_1 e_2 | H_1 | n \rangle \langle n | H_1 | e_1 e_2 \rangle}{E_n - E_{e_1 e_2}^{(0)}}. \quad (2)$$

Jumlah dari semua keadaan dapat diperoleh dari H_1 yang melakukan tindakan terhadap keadaan $|e_1 e_2\rangle$ yang berkorespondensi terhadap keadaan selanjutnya, yaitu e_2 merupakan keadaan mula-mula dan e_1 yang melakukan tindakan terhadap H_1 . Foton yang dipancarkan adalah $|n\rangle = |e_1' \gamma, e_2\rangle$. Energi pada keadaan selanjutnya merupakan energi rekoil

$e_1 \sqrt{(pc)^2 + (m_\pi c^2)^2}$, ditambah energi foton, pc . Jumlah dari keadaan-keadaan tersebut berkorespondensi terhadap integrasi dari momentum foton yang bersesuaian dengan kekekalan momentum.

Yukawa menyarankan adanya medan meson yang merupakan interaksi kuat. Medan meson tersebut berbeda dengan medan elektromagnetik. Medan meson $\phi(\hat{\mathbf{r}}, t)$ merupakan bentuk skalar, maka Hamiltonian nukleon interaksi

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m_\pi} - g\phi(\hat{\mathbf{r}}, t). \quad (3)$$

Pada kuantisasi medan riil, ϕ menjadi operator Hermitian, $\phi^\dagger = \phi$, relasi komutasi waktu:

$$\left. \begin{aligned} \left[\phi(\hat{\mathbf{r}}, t), \dot{\phi}(\hat{\mathbf{r}}', t) \right] &= i\hbar c^2 \delta(\hat{\mathbf{r}} - \hat{\mathbf{r}}') \\ \left[\phi(\hat{\mathbf{r}}, t), \phi(\hat{\mathbf{r}}', t) \right] &= \left[\dot{\phi}(\hat{\mathbf{r}}, t), \dot{\phi}(\hat{\mathbf{r}}', t) \right] = 0 \end{aligned} \right\}. \quad (4)$$

Medan meson dapat berupa pseudoskalar,¹ yaitu

$$\phi(\hat{\mathbf{r}}, t) = \phi^+(\hat{\mathbf{r}}, t) + \phi^-(\hat{\mathbf{r}}, t) \quad (5a)$$

dengan

$$\phi^+(\hat{\mathbf{r}}, t) = \left(\frac{2\pi c^2 \hbar}{\omega V} \right)^{1/2} e^{-i\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{r}}} e^{i\omega t} \quad (\text{pemancaran}) \quad (5b)$$

dan

$$\phi^-(\hat{\mathbf{r}}, t) = \left(\frac{2\pi c^2 \hbar}{\omega V} \right)^{1/2} e^{i\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{r}}} e^{-i\omega t} \quad (\text{penyerapan}) \quad (5c)$$

Faktor ω merupakan faktor normalisasi foton yang dapat diberikan sebagai energi kuantum meson $\hbar\omega$. Momentum meson adalah $\hbar\hat{\mathbf{k}}$, dan meson mempunyai massa m_π , dan relasi energi-momentum adalah

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (6)$$

sehingga menjadi

$$(\hbar\omega)^2 = (\hbar\hat{\mathbf{k}}c)^2 + (m_\pi c^2)^2. \quad (7)$$

Dari pers. (5) dan relasi komutasi dari pers. (4), diperoleh relasi komutasi untuk operator-operator $a(\hat{\mathbf{k}})$ dan $a^\dagger(\hat{\mathbf{k}})$ yang masing-masing adalah $e^{i\omega t}$ dan $e^{-i\omega t}$,

$$\left. \begin{aligned} \left[a(\hat{\mathbf{k}}), a^\dagger(\hat{\mathbf{k}}') \right] &= \delta_{\hat{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{k}}'} \\ \left[a(\hat{\mathbf{k}}), a(\hat{\mathbf{k}}') \right] &= \left[a^\dagger(\hat{\mathbf{k}}), a^\dagger(\hat{\mathbf{k}}') \right] = 0 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

dengan $a(\hat{\mathbf{k}})$ dan $a^\dagger(\hat{\mathbf{k}})$ merupakan operator kreasi dan anihilasi partikel. Ketika nukleon pertama memancarkan meson, diperoleh

¹ Partikel pseudoskalar yaitu partikel yang memiliki spin nol dan paritas ganjil; Partikel skalar yaitu partikel yang memiliki spin nol dan paritas genap; Vektor meson memiliki spin satu dan paritas ganjil.

$$\langle N_1 + \text{meson} | g\phi | N_1 \rangle = g \left(\frac{2\pi c^2 \hbar}{\omega V} \right)^{1/2} e^{-i\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{r}}_1} e^{i\omega t}. \quad (9)$$

Nukleon kedua tidak dipengaruhi oleh H_1 selama pemancaran oleh nukleon pertama. Penyerapan oleh nukleon kedua yang meninggalkan nukleon pertama tidak diubah, dan menjadi

$$\langle N_2 | g\phi | N_1 + \text{meson} \rangle = g \left(\frac{2\pi c^2 \hbar}{\omega V} \right)^{1/2} e^{i\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{r}}_2} e^{-i\omega t}. \quad (10)$$

Energi yang dimiliki adalah

$$E_{\text{interm}} - E_{\text{mula}} = (E'_{N_1} + E_{N_2} + \hbar\omega) - (E_{N_1} + E_{N_2}) \cong \hbar\omega \quad (11)$$

E'_{N_1} berbeda dari E_{N_1} ketika nukleon pertama memancarkan meson. Energi rekoilnya adalah $\left(\frac{\hbar \hat{\mathbf{k}}}{2m_N} \right)^2$, dan secara umum berada pada pendekatan non-relativistik ketika massa nukleon tersebut besar, sehingga energi yang dimiliki adalah $\hbar\omega$. Pergeseran energinya berupa

$$\Delta E = - \sum \frac{2\pi c^2 \hbar}{\omega V} g^2 e^{i\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{r}}_2} e^{-i\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{r}}_1} \frac{1}{\hbar\omega}.$$

Jumlah dari semua keadaan momentum meson adalah berarti integrasi terhadap ruang fase

$$\sum = \int \frac{V d^3 \hat{\mathbf{p}}}{(2\pi\hbar)^3} = \int \frac{V d^3 \hat{\mathbf{k}}}{(2\pi)^3} \quad (12)$$

sehingga

$$\begin{aligned} \Delta E &= - \frac{2\pi c^2}{V} \frac{g^2}{(2\pi)^3} V \int d^3 \hat{\mathbf{k}} \frac{e^{i\hat{\mathbf{k}} \cdot (\hat{\mathbf{r}}_2 - \hat{\mathbf{r}}_1)}}{\omega^2} \\ &= - \frac{g^2}{4\pi^2} \int d^3 \hat{\mathbf{k}} \frac{e^{i\hat{\mathbf{k}} \cdot (\hat{\mathbf{r}}_2 - \hat{\mathbf{r}}_1)}}{\hat{\mathbf{k}}^2 + (m_\pi c^2 / \hbar)^2}. \end{aligned} \quad (13)$$

Integrasi tersebut akan menghasilkan

$$\Delta E = - \frac{g^2}{4\pi^2} \frac{(2\pi)^3}{4\pi} \frac{e^{-m_\pi c |\hat{\mathbf{r}}_1 - \hat{\mathbf{r}}_2| / \hbar}}{|\hat{\mathbf{r}}_1 - \hat{\mathbf{r}}_2|}.$$

Oleh karena nukleon kedua melakukan pemancaran kembali, maka energinya menjadi dua kali lipat. Pertukaran energi terhadap medan meson adalah

$$\Delta E = -g^2 \frac{e^{-m_\pi c |\hat{\mathbf{r}}_1 - \hat{\mathbf{r}}_2| / \hbar}}{|\hat{\mathbf{r}}_1 - \hat{\mathbf{r}}_2|}. \quad (14)$$

Energi bergantung pada jarak pemisahan, $\hat{\mathbf{r}} \equiv |\hat{\mathbf{r}}_1 - \hat{\mathbf{r}}_2|$, dan mengalami penurunan secara cepat pada $r > \hbar / m_\pi c$. Oleh karena jarak

$$a = \frac{\hbar}{m_\pi c} \quad (15)$$

dengan $a \cong 1,4 \times 10^{-15}$ m merupakan jarak antara kedua nukleon, diperoleh

$$\begin{aligned} m_\pi c^2 &= \frac{\hbar c}{a} \cong \frac{10^{-27} \times 3 \times 10^{10}}{1,4 \times 10^{-13}} \text{erg} \\ &\cong 130 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (16)$$

sehingga menghasilkan sebagai berikut:

$$m_{\pi} \approx \frac{1,05 \times 10^{-34} \text{ J.s}}{(1,7 \times 10^{-15} \text{ m})(3 \times 10^8 \text{ m/s})} \approx 2,1 \times 10^{-28} \text{ kg}.$$

Besaran tersebut kira-kira 275 kali massa-diam elektron m_e . Massa-diam pion bermuatan ialah $248 m_e$ dan pion netral ialah $257 m_e$ [3], [7].

B. Sifat-Sifat Simetri

Sifat-sifat simetri atau invarian interaksi dua nukleon dalam potensial adalah

$$\hat{V}(1,2) = \hat{V}(\hat{\mathbf{r}}_1, \hat{\mathbf{p}}_1, \hat{\boldsymbol{\sigma}}^{(1)}, \hat{\boldsymbol{\tau}}^{(1)}, \hat{\mathbf{r}}_2, \hat{\mathbf{p}}_2, \hat{\boldsymbol{\sigma}}^{(2)}, \hat{\boldsymbol{\tau}}^{(2)})$$

meliputi delapan sifat simetri, yaitu (i) Kehermitan, (ii) Keinvarianan terhadap pertukaran koordinat, (iii) Keinvarianan translasi, (iv) Keinvarianan galilei, (v) Keinvarianan terhadap pencerminan ruang / paritas, (vi) Keinvarianan pembalikan waktu, (vii) Keinvarianan terhadap rotasi koordinat ruang, dan (viii) Keinvarianan rotasi dalam ruang isospin. Dalam bentuk variabel-variabel bebas, potensial hanya dapat bergantung pada fungsi $\hat{\boldsymbol{\sigma}}_1, \hat{\boldsymbol{\sigma}}_2, \hat{\boldsymbol{\tau}}_1, \hat{\boldsymbol{\tau}}_2$ selain $\hat{\mathbf{r}}$ dan $\hat{\mathbf{p}}$ [7], [8].

Operator isospin sistem dua partikel mempunyai bilangan yang terbatas yang tak bergantung secara linear dan dapat dibangun seperangkat operator nukleon tunggal yang memenuhi syarat simetri dari potensial inti. Pada momentum sudut orbital partikel tunggal $\hat{\mathbf{L}}$ yang bukan variabel bebas dari hasil kali vektor $\hat{\mathbf{r}}$ dan $\hat{\mathbf{p}}$. Potensial sistem dua partikel pada syarat tertentu harus mempunyai bentuk:

$$\begin{aligned} V(\mathbf{r}; \hat{\boldsymbol{\sigma}}_1, \hat{\boldsymbol{\sigma}}_2, \hat{\boldsymbol{\tau}}_1, \hat{\boldsymbol{\tau}}_2) = & V_0(\mathbf{r}) + V_{\sigma}(\mathbf{r})\hat{\boldsymbol{\sigma}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}_2 + V_{\tau}(\mathbf{r})\hat{\boldsymbol{\tau}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}}_2 + V_{\sigma\tau}(\mathbf{r})(\hat{\boldsymbol{\sigma}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}_2)(\hat{\boldsymbol{\tau}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}}_2) \\ & + V_{LS}(\mathbf{r})\hat{\mathbf{L}} \cdot \hat{\mathbf{S}} + V_{LS\tau}(\mathbf{r})(\hat{\mathbf{L}} \cdot \hat{\mathbf{S}})(\hat{\boldsymbol{\tau}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}}_2) + V_Q(\mathbf{r})Q_{12} + V_{Q\tau}(\mathbf{r})Q_{12}(\hat{\boldsymbol{\tau}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}}_2) \\ & + V_{pp}(\mathbf{r})(\hat{\boldsymbol{\sigma}}_1 \cdot \hat{\mathbf{p}})(\hat{\boldsymbol{\sigma}}_2 \cdot \hat{\mathbf{p}}) + V_{pp\tau}(\mathbf{r})(\hat{\boldsymbol{\sigma}}_1 \cdot \hat{\mathbf{p}})(\hat{\boldsymbol{\sigma}}_2 \cdot \hat{\mathbf{p}})(\hat{\boldsymbol{\tau}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}}_2). \end{aligned} \quad (17)$$

Empat kelompok pertama adalah bentuk *gaya sentral* ketika rank tensorial dari bagian ruang (*spatial*) semua keempat operator adalah nol.

Bentuk lain dalam pers. (17) adalah spin-orbit yang tidak dapat mempertahankan spin intrinsik total dan momentum sudut orbital total sistem dua nukleon. Dalam keberadaannya, sistem dua nukleon hanya invarian dalam ruang yang dikombinasikan L dan S ditandai sebagai J . Kebergantungan dari gaya inti pada operator spin orbit dua partikel diungkapkan dalam bentuk kelima dan keenam,

$$V_{\text{spin-orbit}} = V_{LS}(\mathbf{r})\hat{\mathbf{L}} \cdot \hat{\mathbf{S}} + V_{LS\tau}(\mathbf{r})(\hat{\mathbf{L}} \cdot \hat{\mathbf{S}})(\hat{\boldsymbol{\tau}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}}_2) \quad (18)$$

Bentuk pasangan ketujuh dan kedelapan dalam pers. (17) merupakan bentuk gaya tensor dengan

$$S_{12} = \frac{3}{r^2}(\hat{\boldsymbol{\sigma}}_1 \cdot \hat{\mathbf{r}})(\hat{\boldsymbol{\sigma}}_2 \cdot \hat{\mathbf{r}}) - \hat{\boldsymbol{\sigma}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}_2. \quad (19)$$

Bentuk spin-orbit kuadrat, $V_Q(\mathbf{r})Q_{12}$ dan $V_{Q\tau}(\mathbf{r})Q_{12}(\hat{\boldsymbol{\tau}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}}_2)$, gayut momentum dalam potensial. Dua bentuk terakhir, yaitu $V_{pp}(\mathbf{r})(\hat{\boldsymbol{\sigma}}_1 \cdot \hat{\mathbf{p}})(\hat{\boldsymbol{\sigma}}_2 \cdot \hat{\mathbf{p}})$ dan $V_{pp\tau}(\mathbf{r})(\hat{\boldsymbol{\sigma}}_1 \cdot \hat{\mathbf{p}})(\hat{\boldsymbol{\sigma}}_2 \cdot \hat{\mathbf{p}})(\hat{\boldsymbol{\tau}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}}_2)$ merupakan hamburan elastis yang dapat diungkapkan sebagai kombinasi linear dengan bentuk lainnya. Kontribusi ini tidak dapat ditentukan dengan menggunakan hamburan elastis, yang mana sebagian besar informasi interaksi nukleon-nukleon diperoleh.

Gayut radial dari fungsi V tidak dapat dipaksakan dari prinsip invarian. Yukawa

mengusulkan akan adanya gaya inti dengan menggunakan teori medan meson. Pengaruh meson oleh setiap dari pertukaran salah satu atau beberapa meson, yaitu pertukaran satu atau lebih meson. Bentuk yang paling sederhana adalah potensial pertukaran satu-pion (OPEP) yang mempunyai gayut radial dari potensial Yukawa

$$V_Y(r) = \frac{e^{-\mu r}}{\mu r}, \quad (20)$$

dengan $1/\mu = \hbar/m_\pi c$ yang merupakan panjang gelombang Compton-pion. Bentuk asimtotik ditentukan dengan sifat-sifat pion dan menggandeng dengan kuat medan nukleon, $g^2/\hbar c \cong 0,081$:

$$V_{\text{OPEP}} = \frac{g^2}{3\hbar c} m_\pi c^2 \frac{e^{-\mu r}}{\mu r} \left(\hat{\tau}_1 \cdot \hat{\tau}_2 \right) \left\{ \hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2 + \left(1 + 3 \frac{1}{\mu r} + 3 \left(\frac{1}{\mu r} \right)^2 \right) S_{12} \right\}. \quad (21)$$

Dari analisa pergeseran fase hamburan nukleon-nukleon menunjukkan bahwa potensial-OPEP dapat menghasilkan pergeseran fase pada bilangan momentum sudut orbital yang besar, $L \geq 6$ dengan jarak gaya inti ($r \geq 2$ fm), dengan demikian, dapat dianggap bahwa potensial OPEP melukiskan gaya inti pada jarak yang cukup jauh. Untuk jarak yang lebih dekat lagi (menengah) dapat terjadi pertukaran dua pion dan pertukaran meson- ρ dan meson- ω . Potensial OPEP mengandung kombinasi dari beberapa parameter, antara lain parameter sentral, tensor, spin-orbit dan lain sebagainya. Operator tensor S_{12} mempunyai dua operator yang dapat dibangun dari operator nukleon tunggal [5], [6], [9].

III. Hasil penelitian dan Pembahasan

1. Pada model potensial Reid tipe *hardcore*, terdapat gaya tolak (*repulsive*) yang sangat kuat pada jarak yang cukup pendek, $0 \leq r \leq r_c = 0,38383$ fm; dengan komputasi, diperoleh bahwa gaya tolak tersebut mulai jarak $r_c = 0,4$ fm, berarti daerah $0 \leq r \leq r_c$ merupakan *dinding potensial* yang tinggi tidak berhingga sehingga dengan demikian kebolehhadian untuk mendapatkan partikel (deuteron) dalam interval tersebut menjadi nol. Tipe *softcore* merupakan bentuk sederhana dari potensial *hardcore*, dan dianggap tidak ada gaya tolak (*repulsive*), sehingga dengan demikian fungsi gelombang deuteron *secara teoretis* dimulai pada daerah $r \rightarrow 0$. Dari data eksperimental [2], diperoleh $r = 0,3$ fm dan dari komputasi diperoleh $r = 0,239$ fm untuk potensial *softcore*.
2. Secara komputasi, massa pion diperoleh sebesar $140,65 \text{ MeV}/c^2$ untuk tipe *softcore* dan $143,93 \text{ MeV}/c^2$ untuk tipe *hardcore*. Sebagai perbandingan dari data eksperimen massa pion netral adalah $134,9745 \text{ MeV}/c^2$. [2].

IV. Simpulan, saran dan rekomendasi

Simpulan:

1. Pada interaksi ini terjadi proses yang disebut *pertukaran meson* di antara mereka. Kontribusi arus meson tersebut berasal dari meson netral (π^0) dan meson bermuatan (π^\pm) yang dipancarkan dan diserap oleh proton dan neutron secara terus-menerus yang menimbulkan transfer momentum yang persatuan waktunya menghasilkan gaya interaksi. Dengan adanya pertukaran triplet pion (π^0, π^\pm) tersebut, maka dibangkitkan potensial nuklir yang dikenal sebagai V_{OPEP} (*One-Pion-Exchange-Potential*) yang turun secara eksponensial terhadap jarak mengikuti faktor Yukawa $\exp(-m_\pi cr/t)$ dengan $m_\pi =$ massa pion.

2. Bila dilihat dari hasil komputasi dan eksperimen, terlihat bahwa massa pion pada tipe softcore mendekati nilai pada eksperimen. Dengan demikian berarti bahwa potensial tipe softcore bentuknya mendekati diperoleh sebesar $140,65 \text{ MeV}/c^2$ untuk tipe *softcore* bentuk potensial interaksi proton – neutron pada eksperimen.

Saran:

Diperlukan pemahaman dan pengetahuan analisa numerik dan pemrograman lanjut untuk memperoleh optimasi program

Ucapan Terima Kasih

Terima kasih sebanyak-banyak penulis haturkan kepada almarhum bapak Prof. Muslim yang telah banyak memberi ilmu dan juga kesempatan bagi penulis untuk berdiskusi dan berdebat. Semoga ilmu yang diberikan pada penulis dapat menjadi amal kebaikan bapak yang tiada putus-putusnya. Amin.

Daftar pustaka

- [1] Brown, G. E., and A. D. Jackson, 1976, *The Nucleon-Nucleon Interacting*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, Netherlands.
- [2] Eisenberg, J.M., and W. Greiner, 1986, *Nuclear Theory; Microscopic Theory of The Nucleus*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, Netherlands.
- [3] Gasiorowicz, 1974, *Quantum Physics*, John Wiley and Sons, Inc., New York, USA.
- [4] Hanhart, C., (2007), Pion Reactions on Two-Nucleon Systems. *arXiv:nucl-th/0703028v1*
- [5] Korkin, R. V. (2005). P and T odd effects in deuteron in the Reid potential. <http://arxiv.org/abs/nucl-th/0504078v1>
- [6] Rho, M., and D. Wilkinson, 1979, *Mesons in Nuclei*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, Netherlands.
- [7] Ring, P., and P. Schuck, 1980, *The Nuclear Many-Body Problem*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, Germany.
- [8] Sakurai, J.J., 1964, *Invariance Principles and Elementary Particles*, Princeton University Press, USA.
- [9] Valderraman, M. P. and E. R. Arriola. (2005). Renormalization of the Deuteron with One Pion Exchange. *Phys.Rev.C72:054002*.